ÜBER
DIE ZERSTREUUNG DER α-STRAHLEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG
DER NATURWISSENSCHAFTLICHEN DOKTORWÜRDE

VORGELEGT

DER

NATURWISSENSCHAFTL.-MATHEMAT. FAKULTÄT

DER

ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT ZU FREIBURG I. B.

VON

FRITZ MAYER
AUS VILLINGEN (BADEN).

ACAD.
LUGD. BAT.
BIBL.

LEIPZIG,
JOHANN AMBROSIUS BARTH
1913.

Dekan:
Geh. Hofrat Prof. Dr. Stickelberger.

Referent:
Geh. Rat Prof. Dr. F. Himstedt.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

MEINEN LIEBEN ELTERN

GEWIDMET.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547017_0031

I. Theoretische Betrachtungen.[1])

Die Vorstellungen der kinetischen Gastheorie sind bekanntlich durch die neueren Ergebnisse auf dem Gebiete der Elektrizität — es sei nur an die Gasentladung, die metallische Leitung und die Radioaktivität erinnert — außerordentlich gestützt worden. Trotzdem haben aber die Anwendungen auf dem Gebiete der Elektrizität gezeigt, daß speziell der Begriff des molekularen Stoßes doch nicht so ohne weiteres aus der kinetischen Theorie in dieses Gebiet übernommen werden kann. Schon die metallische Leitung der Wärme und Elektrizität führt selbst bei sehr günstigen Annahmen über die Zahl der Elektronen in den Metallen zu Weglängen, welche die aus der kinetischen Theorie zu erwartenden fast um das 10 fache überschreiten. Der bekannte Lenardsche Versuch über den Austritt der Kathodenstrahlen durch dünne Metallfolien in Luft und die sich daran anschließenden Untersuchungen über die Absorption der Kathodenstrahlen in Materie zeigten schon lange, daß diese bei großen Geschwindigkeiten geradlinige oder nahezu geradlinige Wege zurücklegen, wie sie nach der kinetischen Theorie überhaupt nicht zu erwarten sind. Namentlich aber die großen Wege, welche die α-Strahlen, also materielle Teilchen, in Gasen und festen Körpern zurücklegen, übersteigen vieltausendmal die Strecke, die wir nach der kinetischen Theorie einem Gasmolekül als gerade Weglänge zuschreiben dürfen. Dieses so außerordentlich interessante Verhalten der α-Strahlen ist besonders geeignet, über die Mechanik des Zusammentreffens von Atomen bei sehr großen Geschwindigkeiten Aufschluß zu geben. Diese im Widerspruch mit der kinetischen

1) Die nachfolgende Untersuchung wurde zum Teil mit Mitteln ausgeführt, welche die Heidelberger Akademie der Wissenschaften Hrn. Prof. Reinganum zu diesem Zwecke zur Verfügung gestellt hatte.

Theorie stehende Erscheinung ist an eine bestimmte Mindestgeschwindigkeit V_g gebunden, die man zu $8{,}0 \cdot 10^8$ cm/sec annehmen kann.[1]) Unterhalb dieser Geschwindigkeit hört die Fähigkeit längerer geradliniger Wege auf. Dabei bleibt noch unbestimmt, ob V_g eine universelle Konstante ist, z. B. eine universelle Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Druckkräften innerhalb des Atoms (elastische Stöße könnten dann nur eintreten, wenn die relative Geschwindigkeit zweier Atome $< V_g$ ist), oder ob jeder Art von Atomen (Elektronen eingeschlossen) ein spezifisches V_g zukommt, das u. a. vom Atomgewicht abhängen könnte. Nach Ramsauer[2]) scheint für Elektronen und Atome ein universelles V_g für „Durchgänge" zu existieren. Eine endgültige Entscheidung dieser Frage wird sich möglicherweise an außerordentlich beschleunigten Kanal- oder Anodenstrahlen gewinnen lassen.

Eine weitere Frage ist die, ob für Geschwindigkeiten $> V_g$ sich die Mechanik der kinetischen Gastheorie während der Bahn des α-Teilchens überhaupt nicht bemerkbar macht; dazu rechnen wir nach der kinetischen Theorie die Zahl der zu erwartenden Stöße aus und vergleichen sie mit der Zahl der wirklichen Stöße. Wir betrachten das α-Teilchen als ein in Luft sich bewegendes Heliumatom. Diffusionsbestimmungen von Helium in Luft sind nicht veröffentlicht worden. Dagegen ist die innere Reibung von He gemessen.[3]) Der Koeffizient der inneren Reibung für He bei 0° C. beträgt $1891 \cdot 10^{-7}$ abs. Einheiten. Bedeutet ϱ die Dichte, $\bar{c}$ die Quadratwurzel aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat, L die mittlere Weglänge für He, so gilt[4]):

$$\eta = 0{,}3227 \cdot \varrho \cdot \bar{c} \cdot L. \tag{1}$$

$\bar{c}$ berechnet sich aus der absoluten Temperatur T und dem Molekulargewicht M nach der Formel:

$$\bar{c} = 15\,799 \sqrt{\frac{T}{M}}. \tag{2}$$

---

1) Grenzgeschwindigkeit der α-Strahlen.

2) C. Ramsauer, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik (4) **9.** p. 522 ff. 1912.

3) A. O. Rankine, Proc. of the Roy. Soc. **83.** p. 522. 1910.

4) K. Rappenecker, Zeitschr. f. physik. Chemie (6) **72.** p. 713. 1910.

Daraus ergibt sich die Weglänge eines Heliumatoms in Helium gleicher Temperatur zu $2{,}518 \cdot 10^{-5}$ cm bei 0° C. und 760 mm Hg. Ist σ der Durchmesser des kugelförmig gedachten Atoms, n die Loschmidtsche Zahl, so gilt weiter

$$(3) \qquad L = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot n \pi \sigma^2}.$$

Wählen wir für n nach Planck $2{,}76 \cdot 10^{19}$, so wird

$$\sigma^2_{He} = 3{,}24 \cdot 10^{-16} \text{ cm}, \qquad \sigma_{He} = 1{,}8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Verkleinerung der Weglänge infolge Biegung der Bahn durch molekulare Kräfte ist dabei vernachlässigt, da sie bei He nur etwa 1 Proz. beträgt.[1]) Nun ist in derselben Weise σ für Luftmoleküle berechnet von Reinganum.[2]) Der auf Anziehung korrigierte Wert ist $\sigma_{Luft} = 2{,}61 \cdot 10^{-8}$ cm. Der Zentralabstand eines He-Atoms von einem Luftmolekül beim Stoß ist daher:

$$\sigma_{He,\,Luft} = \frac{\sigma_{He} + \sigma_{Luft}}{2} = 2{,}205 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Bewegen sich die He-Atome äußerst rasch zwischen den im Verhältnis dazu ruhenden Luftmolekülen, so ist in (3) $1/\sqrt{2}$ wegzulassen. Es folgt dann für die Weglänge der α-Teilchen in Luft unter Normalbedingungen $l = 2{,}372 \cdot 10^{-5}$ cm.

Die Zahl der Stöße pro Zentimeter wird:

$$\frac{1}{l} = 4{,}22 \cdot 10^4.$$

Nun ist nach Geiger[3]) die Zahl der von einem α-Teilchen in Luft pro Zentimeter gebildeten Ionen für große Geschwindigkeiten, wie sich aus der Figur daselbst ergibt, $2{,}23 \cdot 10^4$. Es ist also in der *Größenordnung* eine Übereinstimmung zwischen der Zahl der gebildeten Ionen und der Zahl der nach kinetischer Theorie errechneten Stöße vorhanden.[4]) Die Anziehung, die das α-Teilchen auf die Luftmoleküle ausübt, kann infolge der großen Geschwindigkeit vernachlässigt werden.[5]) Wir können daher sagen: Bei Geschwindigkeiten

1) M. Reinganum, Physik. Zeitschr. **12.** p. 579. 1911.

2) M. Reinganum, Ann. d. Phys. **10.** p. 342. 1903.

3) H. Geiger, Proc. of the Roy. Soc. A. **82.** p. 491. 1909.

4) Mit dem Chapmanschen Faktor 0,491 in (1) wird die Zahl der aus der Gastheorie berechneten Stöße um die Hälfte größer. Vgl. Phil. Trans. A. **211.** p. 433. 1912.

5) J. Franck u. G. Hertz, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. **14.** Nr. 11. p. 597. 1912.

des α-Teilchens $> V_g$ tritt da, wo nach den kinetischen Vorstellungen ein elastischer Stoß mit ganz beträchtlichen Bahnänderungen stattfinden sollte, allerdings keine solche Ablenkung, dafür aber eine andere Erscheinung, nämlich eine Ionisation des getroffenen Moleküls ein. Die tatsächlich erfolgende Ablenkung ist äußerst gering, doch tritt in (oder nahezu in) der Richtung der ursprünglichen Bewegung ein beträchtlicher Energieverlust ein. Dieser läßt sich theoretisch folgendermaßen berechnen. 10000 Volt = 10^{12} elektrom. Einheiten beeinflussen theoretisch die Reichweite der α-Strahlen um 0,224 mm[1]), d. h. 1 cm Reichweite entspricht ein Spannungsverlust von

$$\frac{10^{13}}{0{,}224} \text{ e. m. Einh.}$$

Das bedeutet einen Energieverlust pro Zentimeter von

$$\frac{271{,}56 \cdot 10^{-20} \cdot 10^{13}}{0{,}224} \text{ C.G.S.}$$

Unter Zugrundelegung des oben gefundenen Wertes der Stoßzahl pro Zentimeter Luftweg ergibt sich:

$$\text{Energieverlust pro Stoß} = 3{,}381 \cdot 10^{-11} \text{ erg.}$$

Nimmt man dagegen den experimentell gefundenen Wert $2{,}23 \cdot 10^4$ für die Zahl der pro Zentimeter gebildeten Ionen, so folgt:

$$\text{Energieverlust pro Stoß} = 6{,}39 \cdot 10^{-11} \text{ erg.}$$

Diese Energie, die dem Luftmolekül eine Temperatur von über $2{,}5 \cdot 10^{5\,0}$ abs. mitteilen könnte, wird wohl hauptsächlich zur Ionisierung verwendet. Denn dieselbe entspricht einem Potentialabfall von etwa 20 Volt. Diese Zahl stimmt in der Größenordnung recht gut mit den neueren Werten der Ionisierungsspannung in Gasen überein.[2])

Nun sind gastheoretisch aber auch die kleinen Winkel von großem Interesse, um welche die α-Teilchen beim Stoß mit den Molekülen abgelenkt werden. Bei dieser Erscheinung des „Scatteringeffekts“, oder der „Zerstreuung“ erhebt sich nämlich

1) Vgl. z. B. M. Reinganum, Ann. d. Phys. **33**. p. 137. 1910.

2) J. Franck u. G. Hertz, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. **15**. Nr. 2. p. 44. 1913.

die Frage: Sind vielleicht die seitlichen Geschwindigkeiten, die das α-Teilchen beim ablenkenden Stoße bekommt, von der Größenordnung der gewöhnlichen molekularen Geschwindigkeiten? In diesem Fall könnte man erwarten, daß für den Zerstreuungseffekt die Geschwindigkeiten der durcheilten Moleküle selbst nicht ohne Bedeutung sind.

Es ist nach Geiger der „*Atomzerstreuungswinkel*“ für Gold bei Ra C $^1/_{200}{}^0$. Ist die Zerstreuung proportional dem Atomgewicht und nimmt sie umgekehrt mit Quadrat der Geschwindigkeit des α-Teilchens zu, wie die Versuche von Geiger nahe legen, so folgt für Polonium der Atomzerstreuungswinkel in Luft:

$$\frac{29 \cdot 2{,}06^2 \cdot \pi}{197 \cdot 200 \cdot 180 \cdot 1{,}62^2} = 2{,}07 \cdot 10^{-5} \text{ im Bogenmaß.}$$

Die absolute seitliche Geschwindigkeit u_a des α-Teilchens nach dem Stoße ist also:

$$u_a = 2{,}07 \cdot 10^{-5} \cdot 1{,}62 \cdot 10^9 = 3{,}26 \cdot 10^4 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Die seitliche Geschwindigkeit des Luftmoleküls wird bei Erhaltung der Bewegungsgröße:

$$u_L = \frac{3{,}36 \cdot 10^4 \cdot 4}{29} = 4{,}64 \cdot 10^3 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

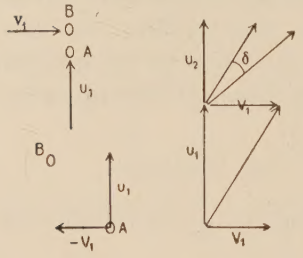
Diese seitlichen Geschwindigkeiten sind von der Größenordnung der molekularen Geschwindigkeiten. Nach der kinetischen Theorie ist nämlich die Wurzel aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat des Heliumatoms bei 300° abs:

$$u_{300} = 1{,}58 \cdot 10^4 \cdot \sqrt{\frac{300}{4}} = 13{,}66 \cdot 10^4 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Der Vergleich der Zahlen zeigt, daß sich bei dem Vorgang der Zerstreuung eventuell ein Wärmeaustausch in seitlicher Richtung bemerkbar machen könnte. Man kann sich hierfür verschiedene Möglichkeiten denken. Den eigentlich elastischen Stoß hat man dabei natürlich auszuschließen.

1. Man kann sich vorstellen, jeder Stoß finde zentral statt, so daß kein zur Seiteschleudern des Moleküls eintritt. Dann erfolgt dennoch eine Ablenkung des α-Teilchens aus der molekularen Bewegung und dem Energieverlust des α-Teilchens beim Stoß mit Hilfe einer Art von Relativitätsbetrachtung.

Ein Molekül B bewege sich in seitlicher Richtung mit der Geschwindigkeit v_1, das α-Teilchen A senkrecht dazu mit der Geschwindigkeit u_1. Der Stoß finde zentral statt. Dann läßt sich der Vorgang auch so auffassen: das Molekül ruht, das α-Teilchen bewegt sich mit $-v_1$ seitlich und mit u_1 nach vorwärts. Nach dem Stoß ergeben sich die Richtungen durch Hinzufügung von $+v_1$. Die Richtung ändert sich also nicht, wenn u_1 nach dem Stoß dasselbe geblieben ist. Nun bedingt aber die Energieabnahme einen Geschwindigkeitsverlust. Die Geschwindigkeit des α-Teilchens nach dem Stoß sei u_2.



Dann wird die Ablenkung:

$$\delta = v_1 \left(\frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1} \right). \tag{4}$$

Die Energieabnahme beim Stoß ist:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} m_1 (u_1^2 - u_2^2)$$

oder angenähert

$$= m_1 u_1 (u_1 - u_2).$$

Daraus und aus (4)

$$\delta = v_1 \frac{\varepsilon}{m_1 u_1^3}. \tag{5}$$

Für v_1 ist zu setzen, wenn wir der Einfachheit halber mit der Wurzel aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat statt der mittleren Geschwindigkeit rechnen:

$$\sqrt{\frac{2}{3}} \cdot 15800 \cdot \sqrt{\frac{T}{M}}.$$

Dann lautet die Schlußformel:

$$\delta = 15799 \cdot \sqrt{\frac{2T}{3M}} \cdot \frac{\varepsilon}{m_1 u_1^3}. \tag{6}$$

Es wäre also die Zerstreuung des α-Teilchens beim Einzelstoß umgekehrt proportional der dritten Potenz seiner Geschwindigkeit. Ferner fände eine Proportionalität der Zerstreuung mit der Wurzel aus der absoluten Temperatur statt.

2. Man denke sich das α-Teilchen das Atom durchdringend. Dann sollen wie bei jedem Stoß seitliche Reaktions-

kräfte auftreten welche dem α-Teilchen eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Bahn erteilen. Dies bedingt wiederum eine Ablenkung. Nehmen wir in der Senkrechten zur Flugrichtung die Erhaltung der Energie und der Bewegungsgröße als gültig an, so ergibt sich folgendes.

Wir bezeichnen Masse, seitliche Geschwindigkeit vor und nach dem Stoß mit m, u, u', für das Luftmolekül mit dem Index 1, für das α-Teilchen mit dem Index 2 versehen. Dann ist $u_2 = 0$, und es gilt:

$$(7) \qquad \begin{cases} m_1 u_1 = m_1 u_1' + m_2 u_2', \\ m_1 u_1^2 = m_1 u_1'^2 + m_2 u_2'^2. \end{cases}$$

Ist v die Bahngeschwindigkeit des α-Teilchens nach dem Stoße, so wird die Ablenkung:

$$\delta = \frac{u_2'}{v}.$$

Eine einfache Rechnung ergibt aus (7)

$$u_2' = \frac{2 m_1 u_1}{m_1 + m_2}.$$

Dann wird

$$\delta = \frac{u_1}{v} \cdot \frac{2 m_1}{m_1 + m_2}.$$

Für u_1 ist wieder zu setzen:

$$\sqrt{\frac{2}{3}} \cdot 15800 \cdot \sqrt{\frac{T}{m_1}}.$$

Es folgt:

$$(8) \qquad \delta = \frac{1}{v} \cdot 15800 \cdot \sqrt{\frac{2}{3} T m_1} \cdot \frac{2}{m_1 + m_2}.$$

Diese Formel ergäbe die Atomzerstreuung umgekehrt proportional der ersten Potenz der Geschwindigkeit des α-Teilchens.

Beide Schlußformeln (6) und (8) gestatten die Berechnung von δ aus den bekannten Werten der Geschwindigkeit und des Energieverlustes. Nehmen wir für den letzteren die aus der Ionisation berechnete Zahl $\varepsilon = 6{,}39 \cdot 10^{-11}$ erg, so berechnet sich der Atomzerstreuungswinkel δ für α-Strahlen des Polonium in Graden:

$$(T = 291^0 \text{ abs.}),$$

aus (6).

Gold	$\delta = 1{,}8 \cdot 10^{-2}$
Silber	$\delta = 2{,}5 \cdot 10^{-2}$
Aluminium	$\delta = 5{,}0 \cdot 10^{-2}$

aus (8)

Gold	$\delta = 1{,}1 \cdot 10^{-3}$
Silber	$\delta = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$
Aluminium	$\delta = 2{,}6 \cdot 10^{-3}$

Wir wollen noch zeigen, daß man bei Annahme gewöhnlicher Zentralkräfte zwischen dem Atom und dem α-Teilchen nicht mit der Vorstellung auskommt, daß das Atom aus einem einzigen wirkenden Kern besteht.

Wie wir sahen, kann der Energieverlust pro Stoß aus der Ionisation zu $6{,}39 \cdot 10^{-11}$ erg berechnet werden. Setzen wir nun angenähert die Geschwindigkeit des Luftmoleküls vor dem Stoß Null, seine Masse m_1, seine Geschwindigkeit in Stoßrichtung nach dem Stoß gleich v_1, Masse und Geschwindigkeiten des α-Teilchens vor und nach dem Stoß m_2, v_2, v_2', so kann man für die Mechanik des Stoßes in Flugrichtung als gültig annehmen:

$$m_1 v_1 = m_2 (v_2 - v_2'),$$

während

$$\tfrac{1}{2} m_2 (v_2^2 - v_2'^2) = 6{,}39 \cdot 10^{-11} \text{ erg}.$$

Ist gemäß der Loschmidtschen Zahl $m_2 = 4 \cdot 1{,}62 \cdot 10^{-24}$, so folgt:

$$v_2^2 - v_2'^2 = 1{,}97 \cdot 10^{13}$$

und da v_2' angenähert $= v_2$, so folgt:

$$v_2 - v_2' = \frac{1{,}97 \cdot 10^{13}}{2 v_2},$$

setzt man $v_2 = 1{,}6 \cdot 10^9$, so ergibt die erste und letzte Gleichung:

$$\tfrac{1}{2} m_1 v_1^2 = 1{,}66 \cdot 10^{-17} \text{ erg},$$

d. h. die kinetische Energie, welche das Luftmolekül in Stoßrichtung bekommt, ist mehr als eine Million Mal kleiner als der Energieverlust des α-Teilchens beim Stoß. Es bliebe jetzt noch die seitliche Energie des Luftmoleküls zu berechnen. Nehmen wir wieder Energieprinzip und Erhaltung der Bewegungsgröße als gültig an, so folgt für die seitliche Geschwindigkeit des Luftmoleküls (vgl. p. 9 oben)

$$u_L = 4{,}64 \cdot 10^3 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Dann wird die seitliche Energie des Luftmoleküls

$$\tfrac{1}{2} m_L u_L^2 = 5{,}06 \cdot 10^{-16} \text{ erg}.$$

Auch diese Energie ist immer noch hunderttausendmal kleiner als die vom α-Teilchen beim Stoß abgegebene Energie. Die Gesamtenergie, die das Luftmolekül unter Voraussetzung des Energieprinzips und des Gesetzes der Erhaltung der Bewegungsgröße bekommt, ist also bedeutend kleiner als der Energieverlust des α-Teilchens. Diese Unstimmigkeit zwischen der abgegebenen und der aufgenommenen Energie zeigt deutlich, daß Theorien, welche die Gesetze der Zentralbewegung auf das α-Teilchen und Molekül anwenden und beide als einfache Massenpunkte betrachten, nicht möglich sind.

Wir wollen nun die bisherigen Theorien über die Zerstreuung der α-Teilchen kurz besprechen:

Die ersten eingehenden Rechnungen über das Problem stammen von Riecke.[1]) Er untersucht die Wirkung eines neutralen Moleküls auf die Bahn eines rasch bewegten α-Teilchens für den Fall einer Anziehung. Der anziehenden Kraft wird ein Potential zugeschrieben. Dann resultiert als Bahn des α-Teilchens eine hyperbelartige Kurve. Die Anziehung erfolgt durch einen Bipol, dessen Achsenlänge gleich dem Molekulardurchmesser gesetzt wird. Im Falle einer großen Annäherung kann der positive Pol gegenüber dem negativen vernachlässigt werden. Als Formel für die Ablenkung folgt dann:

$$\cos\alpha = \frac{\eta}{m_1}\frac{\varepsilon}{g_0^2 b}\cdot\frac{m_1+m_2}{m_2}, \tag{9}$$

darin ist $\pi - 2\alpha$ der Ablenkungswinkel, m_1 und m_2 Masse des α-Teilchens bzw. neutralen Moleküls, g_0 Anfangsgeschwindigkeit des α-Teilchens, η seine Ladung, b Abstand seiner Bahn vom Molekül für große Entfernung. Das Molekül selbst wird als ruhend angenommen.

Die Theorie von J. J. Thomson[2]) setzt eine andere Verteilung der elektrischen Massen im neutralen Molekül voraus. Es seien im Atom N_0 negative Korpuskeln gleichmäßig verteilt. Für die positive Masse läßt er zwei Annahmen zu, entweder sind sie in einem Kugelraum homogen verteilt oder nur

1) E. Riecke, Ann. d. Phys. **27**. p. 797 ff. 1908.

2) J. J. Thomson, Proc. of the Cambridge Phil. Soc. **15**. p. 465 ff. 1910.

in einzelnen Volumelementen vorhanden. Für die Ablenkung durch die Elektronen ergibt sich

$$\Theta_1 = \frac{16}{5} \cdot \frac{e^2}{b\, m v^2} \sqrt{\frac{3\, N_0}{2}} \,. \tag{10}$$

Die Ablenkung der positiven Massen wird im Falle homogener Verteilung:

$$\Phi_1 = \frac{e^2}{m v^2} \frac{\pi}{4} \cdot \frac{N_0}{b} \,, \tag{11}$$

im Falle atomistischer Struktur:

$$\Phi_1' = \frac{16}{5} \frac{e^2}{m v^2 b} \cdot \sqrt{\frac{3\, N_0}{2}} \cdot \sqrt{1 - \left(1 - \frac{\pi}{8}\right) \sigma^{1/3}} \,. \tag{11'}$$

Darin bedeutet e das Elementarquantum, b Atomradius, m, v Masse und Geschwindigkeit des α-Teilchens. σ bedeutet

$$\frac{\text{Volumen d. pos. Masse}}{\text{Atomvolumen}} \,;$$

die Gesamtablenkung durch ein Atom wird dann:

$$\Theta = (\Theta_1^2 + \Phi_1^2)^{1/2} \quad \text{bzw.} \quad (\Theta_1^2 + \Phi_1'^2)^{1/2} \,. \tag{12}$$

Auch in dieser Theorie ist eine Bewegung des neutralen Atoms als Ganzes unberücksichtigt.

Rutherford[1]) denkt sich das neutrale Atom bestehend aus einem positiven, in einem Punkt konzentrierten Kern mit der Ladung $N \cdot e$, umgeben von den N gleichförmig verteilten negativen Elektronen. Für große Einzelablenkungen kommt nur der positive Kern in Betracht, für die kleinen im wesentlichen die Elektronen. Für die kleinen Ablenkungen benutzt er zum Teil die Thomsonschen Formeln. Durch eine Wahrscheinlichkeitsbetrachtung findet er dann den Gesamteffekt der einzelnen großen und kleinen Ablenkungen und kommt zu der Schlußformel:

$$\Phi = \frac{2 \cdot e \cdot E \sqrt{n \pi t}}{\sqrt{0{,}46} \cdot m u^2} N. \tag{13}$$

Φ hat folgende Bedeutung: Wenn die α-Teilchen eine Folie von der Dicke t passieren, so wird gerade die Hälfte der Teilchen um einen Winkel abgelenkt, der größer ist als Φ. E, m, u sind Ladung, Masse und Geschwindigkeit des α-Teilchens. n bedeutet die Zahl der Atome in der Volumeinheit.

---

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **21**. p. 669 ff. 1911.

Neuerdings ist der Scatteringeffekt auch von C. G. Darwin[1]) theoretisch behandelt worden. Er denkt sich das Atom mit der positiven Masse im Zentrum und die Elektronen gleichmäßig verteilt in einer Kugel um die positive Masse oder über ihre Oberfläche. Die Arbeit befaßt sich zuerst mit der Geschwindigkeitsverminderung der α-Teilchen, also mit ihrer Absorption in Materie. Es gelingt dem Verfasser aus den theoretischen Annahmen die Bremswirkung verschiedener Substanzen in sehr schöner Übereinstimmung mit dem Experiment zu berechnen. Die Theorie berücksichtigt die Wirkung des α-Teilchens auf das einzelne bewegte Elektron im Atom, mit dem es eine Zeitlang parallel läuft. Es ist also hier die Ionisation und der dadurch bedingte Energieverlust in Rechnung gezogen. Aus den Betrachtungen ergeben sich dann auch Formeln für die Zerstreuung. Die Theorie weist also gegenüber den früheren einen entschiedenen Fortschritt auf. Doch enthalten die Formeln für die Zerstreuung außer der Zahl n der Elektronen im Atom noch die unbekannte Größe σ, welche den Atomradius bedeutet. Der gastheoretische Wert von σ ist aber zu groß, um für die Zerstreuung mit dem Experiment übereinstimmende Werte zu ergeben. Kleinere Werte von σ geben eine bessere Übereinstimmung. Diese vorläufige Unsicherheit macht die Formeln noch nicht verwendbar, um allein aus der gemessenen Zerstreuung Schlüsse über den Aufbau des Atoms zu ziehen. Erst wenn man für eine von den Größen anderweitig begründete Werte hat, läßt sich die andere dann mit Hilfe des Scatteringeffektes bestimmen.

Schließlich hat N. Bohr die Theorie von Darwin in außerordentlich schöner Weise weiter vervollkommnet.[2]) Doch wendet er dieselbe bisher nur auf die Bremswirkung, nicht auf den Zerstreuungseffekt an.

II. Historisches zur Zerstreuung der α-Strahlen.

Die Formeln (6) und (8) zeigen, daß, wenn nur „Wärmezerstreuung“ stattfindet, eine Zunahme der Atomzerstreuung

1) C. G. Darwin, Phil. Mag. **23.** p. 901 ff. 1912.
2) N. Bohr, Phil. Mag. **25.** p. 10 ff. 1913.

proportional mit der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur der durchdrungenen Materie vorhanden sein müßte. Die vorliegende Arbeit sollte einmal experimentell prüfen, wie weit Wärmezerstreuung vorhanden ist, zweitens aber auch neues Material zur Zerstreuung der α-Teilchen überhaupt erbringen.

Zuerst wurde der Effekt festgestellt von Rutherford[1]) auf photographischem Wege. Weiter befaßten sich damit Kučera und Mašek[2]), W. H. Bragg[3]), E. Meyer[4]) und L. Meitner[5]), welche die Erscheinung qualitativ genauer untersuchten. Eine quantitative Messung des Scatteringeffektes erfolgte dann von H. Geiger[6]), der zum ersten Male genaue Zahlen für die Zerstreuung gab. Es soll hier nur dessen Arbeit erwähnt werden. Die Strahlung, die Geiger verwendete, war die homogene α-Strahlung von RaC. Die Messungsmethode beruhte auf der Zählung der Szintillationen, welche die α-Teilchen auf einem Zinksulfidschirm hervorrufen. Das Strahlenbündel passiert im Vakuum eine kreisförmige Öffnung und fällt dann auf den Zinksulfidschirm. Wird eine Folie in den Strahlengang eingeschoben, so erscheinen infolge der Zerstreuung die Szintillationen auch außerhalb des geometrischen Bildes. Aus der mit einem Mikroskop gemessenen Verteilung der Szintillationen über den Schirm läßt sich in einfacher Weise der Betrag der Zerstreuung ermitteln. Als quantitatives Maß dafür verwendet Geiger den wahrscheinlichsten Winkel, um den ein α-Teilchen beim Durchgange durch die Folie aus seiner Bahn abgelenkt wird. Auf die von Geiger gefundenen Resultate werden wir später einzugehen haben.

III. Die Versuchsanordnung.

Als Strahlungsquelle diente in unseren Versuchen von der Chininfabrik Buchler & Co. in Braunschweig bezogenes

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **12.** p. 143. 1906.
2) G. Kučera u. B. Mašek, Physik. Zeitschr **7.** p. 650. 1906.
3) W. H. Bragg, Phil. Mag. **13.** p. 507. 1907.
4) E. Meyer, Physik. Zeitschr. **8.** p. 425. 1907.
5) L. Meitner, Physik. Zeitschr. **8.** p. 489. 1907.
6) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. **A. 81.** p. 174. 1908. — **83.** p. 492 ff. 1910.

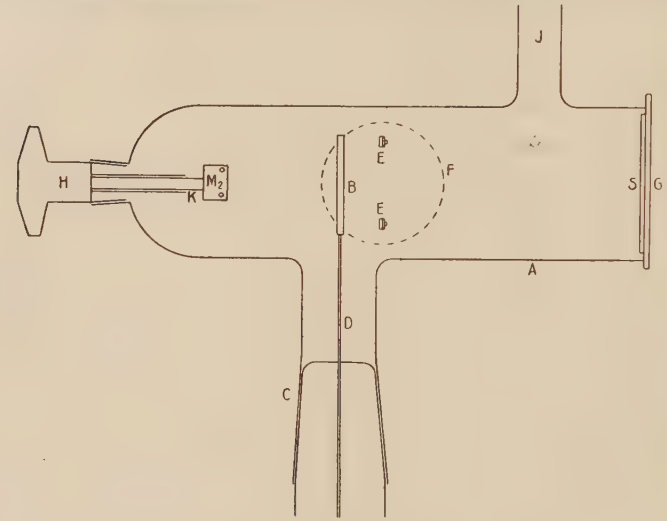
Polonium. Infolge der Konstanz der Strahlung fällt dabei die ständige Korrektion weg, die bei dem Ra C des raschen Zerfalls wegen anzubringen ist. Die Halbwertszeit von Ra F, die 137 Tage beträgt, ist gegenüber der Dauer einer Messung so groß, daß man beim Einzelversuch die Zahl der pro Sekunde ausgesandten Teilchen als konstant ansehen darf. Ferner ermöglicht die geringere Ausgangsgeschwindigkeit der α-Strahlen des Poloniums gegenüber Ra C (Reichweiten 7,06 und 3,86 cm) einen Vergleich der Zerstreuung in ihrer Abhängigkeit von der Geschwindigkeit.

Zuerst wurden eine Reihe von Vorversuchen gemacht. Es wurde einmal die Geigersche Anordnung, kreisförmige Strahlenquelle und kreisförmige Öffnung verwendet, dann aber wurden die Versuche gemacht mit linienförmigem Präparat und spaltförmiger Öffnung. Die letztere Anordnung wurde dann für die Hauptversuche beibehalten. Sie gibt viel zahlreichere Szintillationen. Die Zinksulfidschirme wurden aus einem Material[1]) hergestellt, das vorher auf Freisein von spontanen Szintillationen geprüft war.

Im folgenden soll die endgültige experimentelle Anordnung beschrieben werden. Figg. 1 und 2 stellen einen horizontalen und einen vertikalen Längsschnitt durch den eigentlichen Apparat dar. Das 21 cm lange und im Lichten 5 cm weite Rohr A ist an seinem einen Ende durch die aufgekittete Glasplatte G geschlossen, die den Schirm S trägt. Das andere Ende bildet der in den Schliff passende Hahn H. Dieser trägt ein Glasröhrchen, in welches der Kupferstab K eingekittet ist. Daran angelötet ist das Messingplättchen M_1, auf welches das Präparat P gebracht wird. Dieses ist ein Kupferblech, dessen 1 cm lange und 0,3 mm hohe vordere Kante mit Polonium überzogen ist. Darauf wird ein zweites Messingplättchen M_1 geschraubt. Die vorderen Kanten von M_1 und M_2 ragen etwa 0,5 mm über das Präparat heraus. Dadurch wird vermieden, daß der eventuell auf der Ober- und Unterseite des Kupferbleches haftende Poloniumniederschlag eine inhomogene Strah-

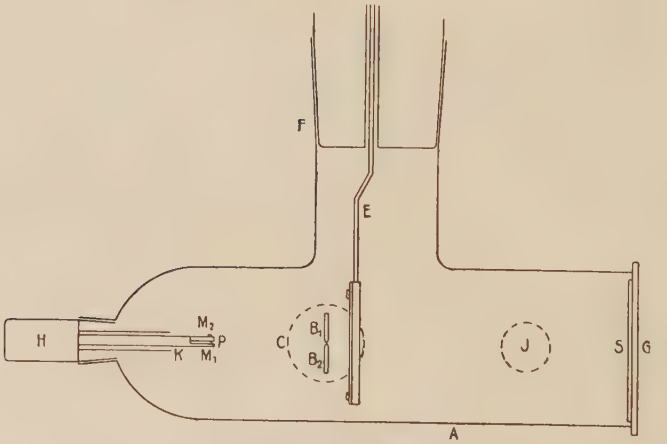
1) Das Zinksulfid war von Kahlbaum in Berlin und Schuchardt in Görlitz bezogen. Man hat sehr darauf zu achten, daß aus Fabriken bezogene Sidotblende nicht radioaktiv infiziert ist.

lung mit aussenden könnte. Vom Hauptrohr aus gehen drei verschiedene Ansatzrohre. Das 7,5 cm lange und 2,5 cm weite



Horizontaler Längsschnitt.

Fig. 1.



Vertikaler Längsschnitt.

Fig. 2.

Rohr *C* trägt einen durchbohrten Schliff, worin der Messingstab *D* festgekittet wird. Sein Ende trägt zwei in einer Ebene

liegende Messingbleche B_1 und B_2, die mit ihren einander gegenüberliegenden, abgeschrägten Kanten einen Spalt von 18 mm Länge und 0,17 mm Breite bilden. Der Spalt liegt also horizontal und das Präparat kann durch Drehen ihm genau parallel gestellt werden. Das vertikal aufsteigende Rohr F, 10 cm lang und 4 cm weit, hat einen doppelt durchbohrten Schliff. Die beiden Durchbohrungen enthalten je einen starken Messingdraht E eingekittet, der jeweils in einen 4 cm langen, prismatischen Messingstab endet. Auf diesen wird zur Festhaltung der Folien ein ähnlicher dünnerer Teil aufgeschraubt. Die Folien wurden zwischen die beiden Messingsäulchen gespannt. In Fig. 2 ist ein solcher Teil der Anschaulichkeit halber in die Mitte gerückt, während man sich in Wirklichkeit je eine solche Anordnung etwas vor und zurück zu denken hat. Das Rohr J führt zu einem McLeodschen Manometer und von da zu einer Gaedepumpe. Die Heizung der Folien geschah elektrisch. Die Messingdrähte E dienen gleichzeitig als Stromzuführungen.

Die Beobachtung der Szintillationen erfolgte mit einem Zeissschen Mikroskop von etwa 50 facher linearer Vergrößerung. Der Tubus konnte horizontal gestellt und dann vermittelst Schlittenführung und Ablesetrommel in vertikaler Richtung mit einer Genauigkeit von $^1/_{100}$ mm verschoben werden. Der Durchmesser des Gesichtsfeldes betrug 2,2 mm. In vielen Fällen erwies es sich als vorteilhaft, einen Teil auszublenden. Auch Geiger hatte darauf aufmerksam gemacht, daß ein in der Richtung der Verschiebung zu ausgedehntes Gesichtsfeld einen Fehler in der Rechnung bedingen müsse. Es wurden darum verschiedene Blenden benutzt. Diese hatten die Form von Rechtecken und wurden in der Weise in das Okular eingesetzt, daß nunmehr das Gesichtsfeld in der Horizontalen unverändert blieb, in der vertikalen dagegen der Durchmesser in den einzelnen Fällen 0,4 und 0,8 mm betrug.

Da es nun durchaus nicht leicht ist, bei völliger Dunkelheit das Gesichtsfeld stets im Auge zu behalten, so wurde, um dem Auge eine gewisse Stütze zu geben, ein kurzes Messingrohr über das Okular gestülpt. Es erwies sich außerdem als vorteilhaft, das Gesichtsfeld hier und da mit schwachem roten Licht zu beleuchten.

Die Zeiten wurden mit zwei Stoppuhren gemessen. Es konnten so zwei Messungen hintereinander gemacht werden, ohne das Auge zwischendurch durch eine Zeitablesung zu stören. Im übrigen zeigte sich, daß schwaches rotes Licht, das für alle Zwischenablesungen usw. verwendet wurde, ein gut ausgeruhtes Auge in seiner Empfindlichkeit nicht herabzusetzen imstande ist.

Fig. 3 gibt eine schematische Übersicht der Gesamtanordnung. *M* ist das Mikroskop, *A* der eigentliche Apparat, *B*

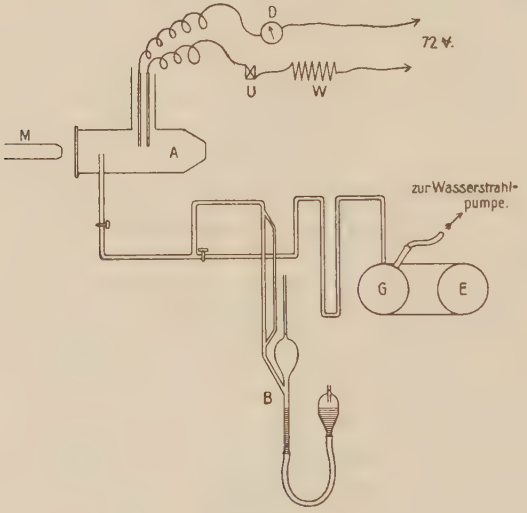


Fig. 3.

das Manometer nach McLeod, *G* eine Gaedepumpe und *E* der zu ihrem Betrieb benutzte Elektromotor. *D* bedeutet ein Ampèremeter und *W* einen regulierbaren Widerstand. *U* ist ein Unterbrecher, der so gelegen zu denken ist, daß er während der Beobachtung bequem zu handhaben ist.

IV. Prüfung der Temperaturabhängigkeit der Zerstreuung.

Es sollen jetzt zuerst die Versuche zur Auffindung der Temperaturabhängigkeit der Zerstreuung beschrieben werden. Spalt und Präparat wurden einander parallel gestellt, eine bestimmte Folie eingesetzt, das Mikroskop auf den Sidotblendeschirm eingestellt und dann die Pumpe in Gang gesetzt. Diese

blieb während der Dauer eines Versuches immer in Tätigkeit. Bei einem entsprechend geringen Drucke (bei $^1/_{100}$ mm Hg ist die Zerstreuung durch die vorhandenen Luftreste bei den gewählten Dimensionen unmerklich geworden) wurde mit der Beobachtung begonnen. Bei gutem Vakuum ohne eingeschaltete Folie treffen die α-Teilchen alle auf einem schmalen Gebiete des Schirmes auf, nämlich dem geometrischen Spaltbild. Ist dagegen eine Folie eingeschaltet, so wird sich das Szintillationsgebiet verbreitern, die Häufigkeit der Szintillationen wird vom geometrischen Spaltbilde aus nach oben und unten gemäß einer gewissen Kurve abnehmen und schließlich Null werden. Bekommt nun die Folie durch die elektrische Heizung eine höhere Temperatur, so muß, wenn ein Temperaturkoeffizient im Sinne von (6) oder (8) vorhanden ist, die Zerstreuung zunehmen, d. h. das Szintillationsgebiet sich in der Vertikalen ausdehnen. Da sich aber die Gesamtzahl nicht ändert, so muß ihre Häufigkeit in der Spaltmitte abnehmen, in den Randgebieten aber zunehmen. Dazwischen wird natürlich oberhalb und unterhalb eine indifferente Zone sich befinden. Bestimmt man also an einer beliebigen Stelle die Zahl der pro Minute auftreffenden Szintillationen, so muß, wenn die Folie geheizt wird, diese Zahl in der Mitte kleiner, in den Randgebieten größer werden. Die Versuche wurden in Gemeinschaft mit Hrn. Prof. Reinganum ausgeführt. Der eine Beobachter machte die Szintillationszählungen, der andere schaltete den Strom aus und ein, in der Weise, daß der Beobachter nicht wußte, welchen Fall er gerade untersuchte. Es war dies bei der Schwierigkeit, mit der manche Szintillationen erkannt werden können, nötig. In einigen Fällen wurde der Sulfidschirm selbst mit einer sehr dünnen Metallfolie bedeckt, um zu vermeiden, daß die Wärmestrahlung der geheizten Folie die Empfindlichkeit des Schirmes beeinträchtige. Außerdem konnte bei dieser Anordnung die Temperatur der Folie bis zur schwachen sichtbaren Glut gesteigert werden, was sonst der Störung des Auges wegen vermieden werden mußte. Eine Veränderung der Empfindlichkeit der Sidotblende durch Wärmestrahlung konnte übrigens nicht festgestellt werden.

Versuche über die Temperaturabhängigkeit der Zerstreuung wurden gemacht mit Folien von Platin, Silber, Aluminium

und Glimmer. Es wurde stets nahe an schwache Rotglut erhitzt. Die Glimmerfolien wurden für die elektrische Heizung mit sehr dünnen Metallfolien beklebt. Es sei hier für vier Silberfolien ein Einzelbeispiel einer Messung gegeben. Es wurde eine Stelle dicht beim Maximum beobachtet. Die Zahl der jeweils gezählten Szintillationen betrug 50. Die Zeiten hierfür betrugen:

Geheizte Folie	Ungeheizte Folie
16″	36″
26	26
20	20
28	23
20	23
18	21
19	29
21	21
27	19
21	15
24	23
Summe 240	25
	22
	19
	26
	348

Es sind also bei ungeheizter Folie in 15 Beobachtungen in 261″ $50 \cdot 15 = 750$ Szintillationen gezählt worden. Pro Minute treffen also an dieser Stelle $\frac{750 \cdot 60}{348} = 129$ Szintillationen auf. Dieselbe Rechnung ergibt für den Mittelwert bei geheizter Folie 137 Szintillationen. Der Unterschied ist nicht in dem zu erwartenden Sinne, jedoch noch innerhalb der möglichen Beobachtungsfehler und Szintillationsschwankungen, so daß daraus kein Schluß gezogen werden kann. Es wurde nun eine Stelle am Rande untersucht. Es ergab sich:

Geheizt	Ungeheizt
Szint. pro Min. 16,4	24,6

Hier wäre der umgekehrte Effekt zu erwarten. Eine Stelle auf der anderen Seite des Maximums ergab:

Geheizt	Ungeheizt
17,3	16,3

Der Unterschied ist im Sinne der Theorie jedoch sehr klein.

Es sollen nun in Tabellenform die wichtigsten Versuchsreihen mitgeteilt werden. Die erste Kolumne gibt die verschiedenen Stellungen des Mikroskops in der Vertikalen in Millimetern, die zweite den Mittelwert der Szintillationen pro Minute bei ungeheizter, die dritte bei geheizter Folie.

Tabelle I.

1 Platinfolie.

Stelle	Ungeheizt	Geheizt
8	9,1	10,6
10	19,1	22,5
13	16,1	14,2
14	18,3	16,7
15	22,6	23,7
18	15,7	18,2

Tabelle II.

1 Glimmerfolie mit Gold überzogen.

Stelle	Ungeheizt	Geheizt
13	37,5	38,4
14	41,4	36,8
15	48,7	53
16	34.8	34,3
19	10,2	9,3

Tabelle III.

1 Glimmerfolie mit Aluminium überzogen.

Stelle	Ungeheizt	Geheizt
9	29	13,8
11	48,5	54,2
12	59	55,6
12,5	95,5	93
13	70,6	75
13,5	105,6	101,6
14	111,4	112,6
17,5	32,4	28,6
20	9,4	10,8

Tabelle IV.

2 Aluminiumfolien.

Stelle	Ungeheizt	Geheizt
12,4	60,3	64
14,4	128	125
16,4	75	58

Tabelle V.

1 Platinfolie.

Stelle	Ungeheizt	Geheizt
9,4	38,5	31,3
9,9	30,6	30,7
14,4	25,3	25,2
16,4	19,1	19,3
19,4	22,3	26,1

Tabelle VI.

1 Glimmerfolie mit Kupfer überzogen.

Stelle	Ungeheizt	Geheizt
14,4	48,7	50,9
14,9	71,3	68
16,9	24	24

Aus diesen 6 Tabellen und einer Reihe weiterer Beobachtungen wurde der Schluß gezogen, *daß sich ein Einfluß der Temperatur auf die Zerstreuung nicht einwandfrei feststellen ließ.* Wenn auch manchmal sichere Andeutungen eines Temperaturkoeffizienten da zu sein schienen, so zeigte doch immer die genauere Untersuchung, daß auch wieder Unterschiede im umgekehrten Sinne festzustellen waren, daß somit die Resultate nicht widerspruchsfrei blieben.

V. Zerstreuungsmessungen bei gewöhnlicher Temperatur nach der Szintillationsmethode.

Es wurden nun ferner Zerstreuungsmessungen bei gewöhnlicher Temperatur vorgenommen, und zwar erstens nach der Methode der Szintillationszählungen und zweitens auf photographischem Wege. In diesem Abschnitte soll die Szintillationsmethode und ihre Resultate besprochen werden. Die beschriebene experimentelle Anordnung konnte dafür ohne weiteres übernommen werden. Mit der Zählung der Szintillationen wurde meistens im geometrischen Spaltbilde begonnen. Mit der ersten gezählten Szintillation wurde die Stoppuhr in Tätigkeit gesetzt, mit der letzten gezählten abgestellt und die Zeit abgelesen. Eine solche Einzelbeobachtung wurde an jeder Stelle so oft wiederholt, bis der Mittelwert der pro Minute auftreffenden Szintillationen genügend sichergestellt schien. Dann wurde das Mikroskop um einen gemessenen Betrag, etwa einen halben oder einen ganzen Millimeter, in der Vertikalen verschoben und das obige Verfahren wiederholt. In dieser Weise wurde die Ausdehnung des Szintillationsgebietes in der Vertikalen untersucht bis zur Grenze,

wo nur noch selten eine Szintillation zu beobachten war. Daß man am Rande überhaupt niemals mehr eine Szintillation wahrnahm, war wegen der stets in geringer Zahl auftretenden großen Ablenkungen nicht der Fall. Auf diese Weise gewann man eine Verteilungskurve der Szintillationen in der Senkrechten zur Spaltrichtung.

Sollte die Abhängigkeit der Zerstreuung von der Ausgangsgeschwindigkeit untersucht werden, so wurde diese Ausgangsgeschwindigkeit durch Vorschaltung von Aluminiumfolien direkt vor das Präparat in berechenbarer Weise herabgesetzt. Die Dicke dieser und der untersuchten Folien wurde durch Messung ihrer Bremswirkung ermittelt. „Bremswirkung“ oder „Luftäquivalent“ ist die in Zentimeter ausgedrückte Strecke, um welche die Reichweite der α-Teilchen in Luft beim Einschalten der betreffenden Folie herabgesetzt wird. Aus der Proportionalität [1]) von Dicke und Bremswirkung läßt sich, wenn zwei zusammengehörige Werte [2]) von Bremswirkung und Dicke gegeben sind, jede andere Dicke aus der Bremswirkung berechnen. Zur Ermittelung der Bremswirkung diente folgender Apparat (Fig. 4). An der einen

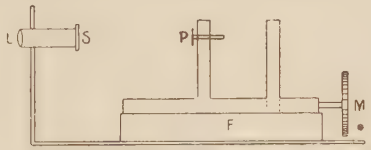


Fig. 4.

Säule des Funkenmikrometers F war ein Poloniumpräparat P befestigt. Ihm gegenüber befand sich unbeweglich der Sidotblendeschirm S, der durch die Linse L beobachtet werden konnte. Die Verschiebungen des Präparats in der Horizontalen konnten an der Mikrometerschraube M auf $^1/_{200}$ mm genau abgelesen werden. Es wurde zuerst die Stellung des Präparats ermittelt, in welcher die α-Teilchen den Schirm noch trafen, dann die Folie dicht an den Schirm gebracht, das Präparat so verschoben, daß wieder die α-Teilchen den Schirm gerade er-

1) Vgl. z. B. W. Bragg, Phil. Mag. 8. p. 719 ff. 1904.

2) Diese Werte sind entnommen aus: W. Bragg u. H. Kleemann, Phil. Mag. 8. p. 726. 1904.

reichten. Die Differenz der beiden Stellungen ergibt die Bremswirkung. Natürlich wurde das Verfahren einige Male wiederholt und das Mittel genommen.

Um ein ins einzelne gehendes Beispiel einer Zerstreuungsmessung zu geben, sei hier eine Tabelle für 1 Glimmerfolie von 0,92 cm Bremswirkung angeführt.

I	II	III	IV
9	4	122;	2
11	20	73; 53; 57; 62; 76; 58; 60; 63;	19,1
12	50	60; 72; 75; 53; 61; 53; 68; 64;	47,5
13	100	47; 38; 41; 39; 49; 50; 53; 40;	134
14	100	35; 31; 33; 34; 30; 26; 40; 35;	182
15	100	57; 64; 63; 41; 42; 43; 51; 45;	118
16	30	50; 55; 40; 53; 40; 54; 38; 51;	37,8
17	15	53; 45; 52; 68; 46; 55; 71; 52;	16,3
19	3	115;	1,6

Gesamtzahl der Szintillationen: 3327.

Kolumne I gibt in der bekannten Weise die Stellung des Mikroskops an. Kolumne II enthält die Zahl der an jeder Stelle bei jeder Einzelbeobachtung gezählten Szintillationen, Kolumne III die Sekunden, in denen jedesmal diese Zahl von Szintillationen beobachtet wurden. Kolumne IV gibt den Mittelwert der Szintillationen pro Minute.

Es ist klar, daß sich das große von mir gesammelte Material auch zur Prüfung der Wahrscheinlichkeitsgesetze auf die zeitliche Verteilung der Szintillationen verwenden ließe.

In dieser Weise wurden nun Folien von *Platin*, *Gold*, *Silber*, *Kupfer*, *Aluminium* und *Glimmer* untersucht. Die Platinfolien wurden von Heraeus in Hanau bezogen, der auch die Goldfolien in Form von Wollastonblechen lieferte.[1]) Silber-, Kupfer- und Aluminiumfolien stammen aus der Firma Trumpp in Nürnberg. Die Glimmerfolien wurden durch Spalten des gewöhnlichen, käuflichen Kaliglimmers (Muscovit) erhalten.

Trägt man Kolumne I als Abszisse, Kolumne IV als Ordinate auf und verbindet die einzelnen Punkte durch eine

1) Es mußte also jedesmal der Silberüberzug durch Einlegen in sehr verdünnte Salpetersäure gelöst werden.

Kurve, so stellt diese die Verteilungskurve der Szintillationen dar. Die direkt auf diese Weise gewonnenen Kurven sind nicht immer miteinander vergleichbar, weil, wie oben erwähnt, mit verschieden großem Gesichtsfeld gearbeitet wurde. Zur Veranschaulichung sind in Fig. 5 vier solche Kurven gezeichnet, die aber zuerst auf gleichen Flächeninhalt, d. h. auf gleiche

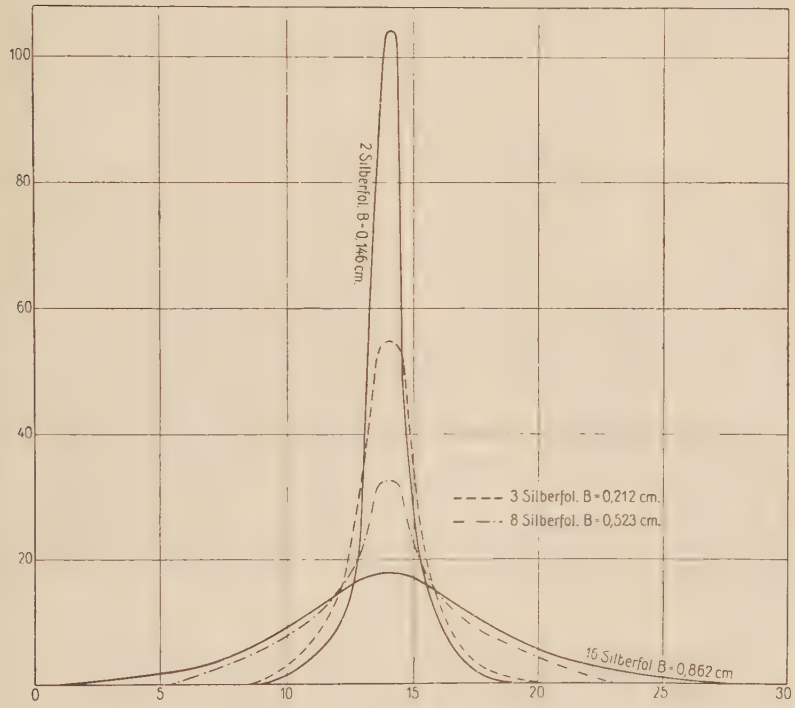


Fig. 5.

Gesamtzahl der gezählten Szintillationen umgerechnet sind (B = Bremswirkung). Man sieht, die Kurven sind alle von ähnlicher Form, die, welche einer größeren Zerstreuung entsprechen, breiter und abgeflachter.

Auf diese Weise wurden sämtliche Messungen in Kurvenform wiedergegeben. Als Maß für die Zerstreuung wurde daraus der *mittlere Winkel* berechnet, um den ein α-Teilchen beim Passieren der Folie aus seiner Bahn abgelenkt wird, nach folgendem Verfahren.

Nehmen wir die Abszisse x von der Mittellinie der Kurve aus nach rechts und links, so gehört zu jedem x rechts und links eine bestimmte Ordinate n. Für eine endliche Anzahl diskreter Punkte wird der Mittelwert von x:

$$\bar{x} = \frac{\sum n_i x_i}{\sum n_i}.$$

Für eine kontinuierliche Kurve:

$$\bar{x} = \frac{\int n x \, dx}{\int n \, dx}.$$

Der Flächeninhalt der in Fig. 5 gegebenen Kurven stellt $\int n \, dx$ dar; trägt man x als Abszisse, $n \cdot x$ als Ordinate auf, so gibt der Flächeninhalt dieser neuen Kurve $\int n x \, dx$. Auch diese Kurven, welche zwei Maxima haben, wurden berechnet und gezeichnet. Ihre Flächeninhalte wurden auf graphischem Wege mit einem Polarplanimeter ermittelt. Der Quotient ergibt $\bar{x}$, d. h. die Entfernung der Stelle in der Vertikalen von Maximum, an welcher alle α-Teilchen auftreten müßten, wenn sie alle die gleiche mittlere Ablenkung erlitten. Durch Division durch die Entfernung Spalt–Schirm bekommt man den mittleren Ablenkungswinkel α_0. Nun ist aber zu beachten, daß die Zerstreuung in der Senkrechten zur Spaltrichtung beobachtet ist. Tatsächlich aber ist sie in jeder beliebigen Richtung in der Schirmebene vorhanden. α_0 stellt also nur die eine Komponente dar. Da keine Richtung bevorzugt ist, wird der mittlere Gesamtzerstreuungswinkel

$$\alpha = \alpha_0 \sqrt{2}.$$

Die folgenden Tabellen geben uns die so berechneten Versuchsresultate wieder. Kolumne I enthält die Zahl der Folien, Kolumne II ihre Bremswirkung B, III die daraus berechnete Dicke D, IV den mittleren Ablenkungswinkel α im Winkelmaß, V im Bogenmaß. Die Bedeutung der Kolumne VI soll später angegeben werden.

1. Platin.

I	II	III	IV	V	VI
	B cm	$D \cdot 10^5$ cm	α	α abs. $\cdot 10^2$	δ^0
1	0,9	16,6	2° 29′	3,946	0,038
2	1,8	33,5	4 5	7,146	0,044
3	2,7	50,0	5 42	10,04	0,050

2. Gold.

I	II	III	IV	V	VI
	B cm	$D \cdot 10^5$ cm	α	α abs. $\cdot 10^2$	δ^0
1	0,187	3,57	43′	1,244	0,023
2	0,366	6,98	1° 27′	2,538	0,034
3	0,550	10,5	1 24	2,448	0,027
4	0,685	13,0	1 56	3,362	0,033
5	0,837	16,0	2 3	3,593	0,032
6	1,036	19,8	2 31	4,381	0,035
7	1,327	25,3	2 51	4,985	0,035

3. Silber.

1	0,073	2,0	31′	0,893	0,023
2	0,146	4,01	48	1,404	0,025
3	0,212	5,83	57	1,650	0,026
4	0,269	7,4	1° 18′	2,281	0,030
6	0,404	11,1	1 27	2,544	0,028
8	0,523	14,4	1 56	3,364	0,032
10	0,683	17,5	2 8	3,736	0,032
12	0,679	18,7	2 26	4,242	0,036
14	0,753	20,7	2 29	4,327	0,035
16	0,862	23,7	2 47	4,845	0,036
20	0,917	26,7	3 5	5,396	0,038
30	1,775	48,8	3 37	6,322	0,033
40	2,20	60,5	4 11	7,318	0,040

4. Kupfer.

6	0,82	20,1	1° 24′	2,433	0,019
6	0,94	23,0	2 22	4,129	0,030
12	1,80	44,1	2 30	4,357	0,022

5. Aluminium.

1	0,54	29,6	36′	1,052	0,0044
2	0,88	48,3	1° 9′	2,008	0,0073
3	1,33	73,1	1 38	2,859	0,0076

6. Glimmer.

1	0,92	43,8	58′	1,701	0,0887
1	0,995	47,3	1° 3′	1,835	0,010
2	1,92	91,1	1 58	3,443	0,012

Diese Tabellen sind in Fig. 6 ebenfalls in Kurvenform dargestellt. Die Abszissen bedeuten die Dicken $\times 10^5$, die Ordinaten die mittleren Gesamtzerstreuungswinkel.

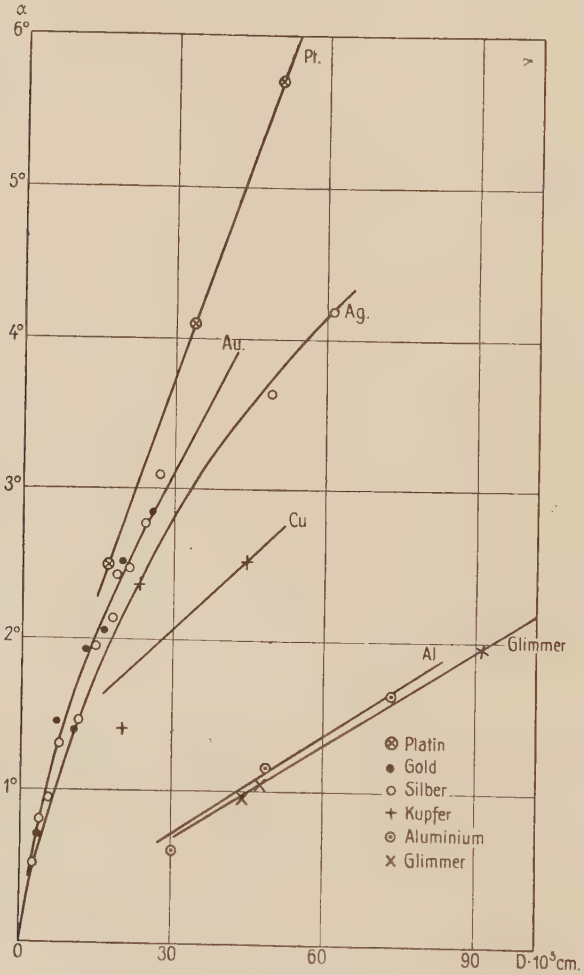


Fig. 6.

Die Abhängigkeit der Zerstreuung von der Geschwindigkeit zeigt folgende Tabelle.

1. Platinfolie. Bremswirkung 0,9 cm.

$v_0 \cdot 10^{-9} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	$v_1 \cdot 10^{-9} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	α	αv_1^2	αv_1^3
1,62	1,55	2° 29′	3,6	5,6
1,55	1,475	3 4	4,0	5,9
1,48	1,395	3 18	3,9	5,4

Die erste Kolumne gibt die Ausgangsgeschwindigkeit v_1 der α-Strahlen, die durch Vorschaltung der Aluminiumfolie herabgesetzt werden konnte. Nun erleidet das α-Teilchen aber auch beim Passieren der Platinfolie einen beträchtlichen Geschwindigkeitsverlust, der sich aus der Bremswirkung dieser Folie berechnen läßt.[1])

Die Geschwindigkeit v nach Passieren der Folie ist zu bestimmen aus $v^3 = a \cdot (R - x)$, dabei ist a eine numerische Konstante, R die Reichweite, x die Bremswirkung.

a ist für α-Strahlen des Polonium bestimmt durch

$$1{,}62^3 = a \cdot 3{,}86.$$

Infolgedessen läßt sich aus obiger Formel v berechnen. Man nimmt dann als mittlere Geschwindigkeit den Mittelwert v_1 aus v und v_0, der in Kolumne II gegeben ist. Kolumne III gibt den mittleren Zerstreuungswinkel der Folie an. Kolumne IV bzw. V enthält bis auf einen konstanten Faktor das Produkt αv_1^2 bzw. αv_1^3. Die Zahlen in jeder der beiden Kolumnen sind unter sich ziemlich konstant. Berechnet man die Produkte αv_1 und αv_1^4, so ist die Übereinstimmung viel weniger gut. Man wird also sagen können: die Zerstreuung ist umgekehrt proportional v^n, wobei $2 \leqq n \leqq 3$.

Aus den Tabellen p. 28—29 oder aus Fig. 6 folgt, daß für größere Dicken der Folien die Zerstreuung linear mit der Dicke zunimmt. Für kleinere Dicken (vgl. Gold und Silber) gilt eine andere Beziehung. Diese ergibt sich im Zusammenhang mit der Erklärung von Kolumne 6 dieser Tabellen. δ^0 bedeutet den in Grad ausgedrückten mittleren Atomzerstreuungswinkel, d. h. den Winkel, um welchen ein α-Teilchen im Mittel

1) Vgl. z. B. H. Geiger, Physik. Zeitschr. **11**. p. 687. 1910.

beim Passieren eines Atoms abgelenkt wird. δ^0 läßt sich aus Wahrscheinlichkeitsberechnungen ermitteln.

Wenn μ Versuche unter denselben Bedingungen angestellt werden und p die Wahrscheinlichkeit des Eintretens des einen Ereignisses, q die des Gegenteiles ist, so beträgt die Wahrscheinlichkeit einer Abweichung im Betrage h vom Mittelwert:

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi\mu pq}} \cdot e^{-\frac{h^2}{2\mu pq}}.$$ [1])

Angewendet auf die Zerstreuung wird die Wahrscheinlichkeit, der Gesamtwinkel liege zwischen h und $h + dh$, gleich

$$\frac{2\bar{\delta}_0}{\sqrt{2\pi\mu pq}} \cdot e^{-\frac{h^2}{2\mu pq}} \cdot dh,$$

wobei $\bar{\delta}_0$ die eine Komponente des Atomzerstreuungswinkels darstellt.

Für unsern Fall wird $p = q = \frac{1}{2}$, denn die Wahrscheinlichkeit einer Ablenkung nach oben oder unten ist gleich groß. Demnach wird die vertikale Komponente $\bar{\alpha}$ des mittleren Gesamtzerstreuungswinkels

$$\bar{\alpha} = \frac{2\bar{\delta}_0 \int_0^\infty h \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu\frac{\pi}{2}}} \cdot e^{-\frac{h^2}{\mu/2}} dh}{\int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{\mu\frac{\pi}{2}}} e^{-\frac{h^2}{\mu/2}} \cdot dh}.$$

Die Integration ergibt

$$\bar{\alpha} = \sqrt{\frac{2\mu}{\pi}}\,\bar{\delta}_0$$

oder für die Gesamtzerstreuung ($\alpha^0 = \bar{\alpha}\sqrt{2}$, $\delta^0 = \bar{\delta}_0\sqrt{2}$)

$$\alpha^0 = \sqrt{\frac{2\mu}{\pi}}\,\delta^0.$$

---

1) Vgl. z. B. E. Pascal, Repertorium d. höh. Math. 1. Aufl. Abschnitt über Wahrscheinlichkeitsrechnung.

Für μ ist die Zahl der getroffenen Atome $= n$ zu setzen. Demnach lautet die Schlußformel

$$\alpha = \sqrt{\frac{2n}{\pi}} \cdot \delta^0. \tag{14}$$

(14) gestattet, aus dem experimentell gefundenen α δ^0 zu berechnen, wenn n bekannt ist. Handelt es sich um einatomige Substanzen mit dem Atomgewicht A und der Dichte ϱ, so ist die Anzahl Atome im cm^3

$$n_1 = \frac{6{,}2 \cdot 10^{23} \cdot \varrho}{A}.$$

Auf eine Länge D cm entfallen somit:

$$\sqrt[3]{\frac{6{,}2 \cdot 10^{23} \cdot \varrho}{A}} \cdot D \text{ Atome}.$$

Machen wir nun die Annahme, das α-Teilchen treffe beim Passieren einer Folie so viel Atome, als bei gleichmäßiger Verteilung auf einer Länge gleich der Foliendicke liegen, so ist für n in (14) obiger Wert zu setzen. Es wird

$$\alpha = \delta^0 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{6{,}2^{1/6} \cdot 10^{23/6} \cdot \varrho^{1/6}}{A^{1/6}} \cdot \sqrt{D}. \tag{15}$$

Nach dieser Formel sind die Zahlen in Spalte 6 der Tabellen p. 28—29 berechnet.

Formel (15) zeigt, daß die Zerstreuung proportional mit der Quadratwurzel aus der Foliendicke sein muß, das ist mit großer Genauigkeit erfüllt für die drei ersten Silberfolien in Tab. 3 p. 29.

Silber.

	$D \cdot 10^6$	α abs. $\cdot 10^2$	$\frac{\alpha}{\sqrt{D}}$
1 Fol.	20	0,89	2,0
2 „	40	1,40	2,2
3 „	58	1,65	2,2

Die Konstanz der Werte der letzten Spalte zeigt, daß das Experiment obige theoretische Folgerung bestätigt. Für größere Foliendicken wird die Abhängigkeit eine lineare. Wenn man jedoch in Fig. 6 die Kurven nach rückwärts verlängert, so sieht man, daß sie alle die positive Ordinatenachse

treffen. Das zeigt, daß für alle untersuchten Substanzen bei sehr kleinen Dicken ein ähnliches Verhalten wie bei Silber zu erwarten ist. Daß das Wurzelgesetz für große Dicken nicht mehr gilt, rührt jedenfalls daher, daß der vom α-Teilchen in der Folie zurückgelegte Weg wesentlich größer ist als D selbst. Diese Resultate sind in wesentlicher Übereinstimmung mit denen von H. Geiger.

VI. Photographische Zerstreuungsmessungen.

Es wurde ferner auf photographischem Wege die Zerstreuung der α-Strahlen untersucht. Dazu mußte die photographische Wirkung der α-Teilchen überhaupt noch einmal studiert werden. Eingehende Untersuchungen darüber liegen vor von Kinoshita.[1]) Als hauptsächlichstes Resultat seiner Arbeit sei erwähnt, daß die Schwärzung der photographischen Platte vom Anfang bis zum Ende der Reichweite konstant bleibt und dann plötzlich auf Null herabsinkt. Das ist ein bemerkenswerter Unterschied gegenüber der Ionisationskurve. Die Größe der Silberköner hängt auch nicht von der Zahl der α-Teilchen ab, von denen sie getroffen wurden, sondern nur von der kürzeren oder längeren Entwicklung. Man muß sich den Vorgang also so denken, daß das α-Teilchen eine ionisierende Wirkung auf das Silbersalz ausübt, die in jedem Falle ausreicht, um bei der Entwicklung das Silberkorn auszufällen.

Kinoshitas Resultate haben sich bei unseren Vorversuchen in sehr schöner Weise bestätigt. Zuerst mußte eine geeignete Plattensorte und eine passende Entwicklungsmethode ausfindig gemacht werden. Für diesen Zweck wurden eine große Menge Probebilder hergestellt. Ein Poloniumpräparat wurde so eingeschlossen, daß die α-Strahlen durch eine bestimmte Öffnung austreten konnten und diese Vorrichtung nahe an die photographische Platte herangebracht. Die Expositionszeit war in den einzelnen Fällen sehr verschieden. Dann wurde die Platte entwickelt und untersucht. Die Platte mußte, wenn sie brauchbar sein sollte, absolut schleierfrei bleiben, d. h. sie durfte auch bei mikroskopischer Untersuchung an

1) S. Kinoshita, Proc. Roy. Soc. A. 83. p. 432 ff. 1910.

den nicht exponierten Stellen keine oder nur wenige ausgefällte Silberkörner aufweisen. Diese Forderung ist äußerst schwer zu erfüllen. In gewöhnlichem Sinne schleierfreie Platten sind für diesen Zweck noch total unbrauchbar. Eine große Zahl von Platten und Papieren, und eine ganze Reihe Entwickler wurden durchprobiert. Schließlich erwiesen sich zwei Plattensorten aus der Firma Richard Jahr in Dresden als geeignet, die „Photomechanische Platte“ und die „Sigurddiapositivplatte“, und als Entwickler Brenzkatechin nach den Angaben von Baisch.[1]) In der Folge wurde also nur mit diesen Platten und diesem Entwickler gearbeitet.

Im Laufe dieser lange Zeit in Anspruch nehmenden Versuche stellte sich nun folgendes interessante Resultat heraus.[2])

Wenn die α-Teilchen möglichst streifend auf die Platte auftreffen, so zeigt sich bei der Betrachtung der Platte nach der Entwicklung in einem Mikroskop von etwa 500facher Vergrößerung ein Bild wie das in den zitierten Abhandlungen gegebene, das mit einem mikroskopischen Zeichenapparat von der Platte abgenommen wurde. Die α-Teilchen sind daselbst ungefähr wagrecht auf die Platte aufgetroffen. Man sieht dann in der horizontalen Projektion der Bahn des α-Teilchens nicht ein Silberkorn ausgefallen, sondern eine ganze Reihe, in einigen Fällen bis zu 15 Pünktchen hintereinander. Die Erscheinung erklärt sich so, daß das α-Teilchen bei seinem nicht unbeträchtlichen Wege in der Gelatine nacheinander eine Reihe von Silberkörnern getroffen und zur Entwicklung angeregt hat. Es ist auf diese Weise die Bahn eines einzelnen α-Teilchens objektiv sichtbar gemacht.[3]) Die kleinen, aber deutlichen unregelmäßigen Krümmungen, die diese Bahnen manchmal aufweisen, zeigen in ganz eklatanter Weise den auch hier auftretenden Scatteringeffekt. Zugleich läßt sich die photographische Wirkung des einzelnen α-Teilchens längs seiner Bahn verfolgen. Größe und Form der Silberkörner weisen wenig Unterschied

1) Baisch, Ann. d. Phys. **35**. p. 565. 1911.

2) Beobachtet von M. Reinganum, mitgeteilt Phys. Zeitschr. **12**. p. 1076—1077. 1911; Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **13**. p. 848—849. 1911.

3) Neuerdings bestätigt und weiter untersucht von W. Michl, Wien. Ber. **121**. Abt. 2a. p. 1431. 1912.

auf. Das bestätigt die Resultate von Kinoshita, daß die photographische Wirkung längs der Bahn des α-Teilchens konstant bleibt. Diese Erscheinung gibt dieser Auffassung eine wesentliche, am einzelnen α-Teilchen demonstrierte Stütze. Fig. 7 ist eine Mikrophotographie einer solchen Plattenstelle, die Hr. Prof. G. Meyer anzufertigen so freundlich war.

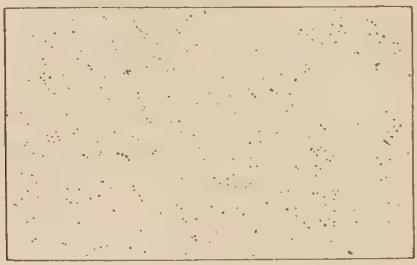


Fig. 7.

Für die photographischen Hauptversuche konnte die frühere experimentelle Anordnung im wesentlichen übernommen werden. Nur mußte natürlich jetzt an Stelle des Zinksulfidschirmes die Apparatur zur photographischen Aufnahme treten. Das wurde in folgender Weise gemacht (vgl. nachstehende Fig. 8).

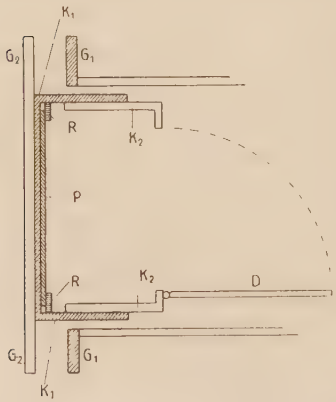


Fig. 8.

Die Zeichnung stellt einen horizontalen Längsschnitt durch den Endteil des Apparates dar, welcher vorher den Zinksulfidschirm trug, die quadratische Abschlußplatte G_1 ist nun kreisförmig durchbohrt. Auf sie aufgeschliffen ist eine zweite Platte G_2, quadratisch und gleich groß. Diese trägt aufgekittet den einen Teil K_1 der Kassette. Der zweite Teil K_2 paßt genau in den ersten. Die photographische Platte P wird auf den Boden von K_1 gelegt, zwei Stifte in diesem Boden halten die Platte in ihrer richtigen Lage, darauf kommt ein flacher Kreisring, dessen zwei Teile R

im Schnitt sichtbar sind. Dann wird der Teil K_2 hereingeschoben. Dieser Teil trägt den Deckel D. Der Deckel D ist aus Eisen, die anderen Teile der Kassette aus Messing gefertigt. Alle Teile sind geschwärzt, um Störungen durch fremdes Licht soviel als möglich zu vermeiden. Die Figur zeigt K_2 etwas aus K_1 herausgeschoben.

Diese Versuche mußten natürlich im vollständig verdunkelten Zimmer geschehen. Es wurden außerdem alle Vorsichtsmaßregeln getroffen, um den Apparat vor jedem fremden Licht zu schützen.

Die photographischen Platten wurden uns von Jahr in Dresden, schon in der nötigen Form 20×42 mm zugeschnitten, geliefert. Wenn nun ein Spaltbild oder eine Aufnahme mit vorgesetzter Folie gemacht werden sollte, wurde in folgender Weise verfahren.

Die Platte wurde in K_1 eingesetzt, der Ring R darauf gelegt und K_2 eingeschoben. Der Deckel D schloß die Kassette ab. Dann wurde die Platte G_2 mit der Kassette auf die Platte G_1 aufgedrückt, die zur Dichtung vorher mit einer Schicht Schliffett überdeckt war. Dann wurde die Pumpe in Tätigkeit gesetzt. Sobald der Druck genügend niedrig war, wurde der Deckel D, der um ein Scharnier mit vertikaler Achse drehbar war, durch einen Magneten geöffnet. Die Kassette lag nun so, daß die Längsrichtung der photographischen Platte senkrecht zur Spalt- und Präparatrichtung war. Die Exposition dauerte in den einzelnen Fällen verschieden lang, meistens zwischen 1 und 2 Stunden. Nach beendeter Exposition wurde durch rasches Drehen von G_2 die Kassette geschlossen, Atmosphärendruck hergestellt, die Platte herausgenommen, entwickelt und fixiert.

Es stellte sich bald heraus, daß der bei den Szintillationszählungen verwendete Spalt zu schmal war, um eine ausreichende photographische Wirkung zu ermöglichen. Denn die bei der notwendigen starken Vergrößerung beobachtbaren Flächen sind sehr klein und die Punktzahl zu gering. Es wurde deshalb ein neuer breiterer Spalt angefertigt. Auch das Poloniumpräparat, das im Laufe der Zeit bedeutend schwächer geworden war, wurde durch ein in seinen Dimensionen gleiches, stärkeres ersetzt. Um schließlich zu vermeiden, daß eventuelle

radioaktive Verunreinigungen, die der Apparat bei seinem langen Gebrauche erlitten haben konnte, auf die photographischen Aufnahmen störend wirkten, wurde der Apparat durch einen neuen ersetzt, der aber im übrigen genau so konstruiert war wie der alte. Das Poloniumpräparat wurde dann nach jeder Aufnahme sorgfältig herausgenommen, um jede derartige Störung zu vermeiden.

Es wurde in der beschriebenen Weise eine Reihe von Spaltaufnahmen gemacht und die Zerstreuung einzelner Folien zu messen versucht. Die folgende Tabelle gibt ein Beispiel der Ausmessung eines solchen Spaltbildes. Die Zählung der Pünktchen geschah mit einem Fuessschen Mikroskop mit Zeisssscher Optik und Kreuzschlittentisch. Das Okular enthielt eine quadratische Netzteilung. Die Platten wurden in mehreren Parallelstreifen ausgemessen.

I	II	III	IV
12 mm	25	24	19
11	23	21	14
10,8	26	28	19
10,7	43	16	24
10,6	52	44	22
10,5	53	46	40
10,0	50	54	42
9,5	49	42	53
9,4	21	42	42
9,3	24	28	23
9,2	22	18	22

Spalte I gibt die Stellung des Mikroskops in Millimetern, II die Zahl der Silberkörner im Gesichtsfeld, III und IV dasselbe für zwei andere Parallelstreifen. Die Tabelle gibt eine Vorstellung von der Lage und Ausdehnung des geometrischen Spaltbildes. Völlig schleierfrei ist auch diese Platte nicht. Dabei ist aber zu bedenken, daß die lange Expositionszeit im Vakuum die Platte überhaupt sehr ungünstig beeinflußte. Die Möglichkeit, daß der Schleier durch δ-Strahlung veranlaßt sein könnte, wurde geprüft durch Bedeckung eines Teiles der Platte mit Metallfolie, aber auch hier zeigte sich kein Unterschied.

Auch auf den Platten, auf welchen die Zerstreuung von Folien gemessen wurde, konnte dieser Schleier nicht vermieden werden. Die Auszählung geschah genau in der eben geschilderten Weise. Um dann aus den gewonnenen Zahlen eine Kurve, wie die der Szintillationsverteilung zu gewinnen, wurde von all den Stellen, wo die α-Teilchen nicht mehr auftreffen konnten, das Mittel der Pünktchenzahl genommen und dieser Wert überall abgezogen. So bekam man eine Kurve, die ganz analog den Kurven für die Szintillationsverteilung war. Daraus konnte nun der mittlere Zerstreuungswinkel für die Folie in genau derselben Weise wie oben berechnet werden. Es folgen aus der Reihe der Aufnahmen nur die besten. Die experimentellen Schwierigkeiten dieser Methode sind sehr groß, so daß ein Teil der Platten keine brauchbaren Resultate ergab.

Es wurde gefunden:

1 Aluminiumfolie,	Bremsw.	0,54 cm	$\alpha = 55'$
2 Aluminiumfolien,	„	0,88 cm	$\alpha = 1^\circ 13'$
8 Kupferfolien,	„	1,17 cm	$\alpha = 56'$

Der Vergleich mit den Werten aus den Szintillationsbeobachtungen zeigt folgendes:

	α Szintill.	α Photogr.
1 Aluminiumfolie	36′	55′
2 Aluminiumfolien,	$1^\circ 9'$	$1^\circ 13'$
8 Kupferfolien[1])	$2^\circ 5'$	56′

Der Wert für Kupfer stimmt nicht mit dem früheren überein. Das mag zum großen Teil vielleicht daran liegen, daß es in manchen Fällen sehr schwer ist, festzustellen, wo bloße Schleierwirkung ist und wo die Wirkung der α-Teilchen sich geltend zu machen anfängt. Dagegen ist die Übereinstimmung der Werte für Aluminium wenigstens eine ungefähre. Es ist hiermit jedenfalls gezeigt, daß auch auf photographischem Wege die Zerstreuung der α-Strahlen festgestellt werden kann.

1) Der Wert für Kupfer nach der Szintillationsmethode ist aus Fig. 6 p. 30 interpoliert.

VII. Vergleich mit früheren Beobachtungen.

Quantitativ gemessen wurde die Zerstreuung der α-Strahlen, außer in der vorliegenden Arbeit, von Geiger.[1]) Er nimmt als Maß für die Zerstreuung den wahrscheinlichsten Winkel, um den ein α-Teilchen abgelenkt wird. Der wahrscheinlichste Winkel ist etwas kleiner als der zugehörige mittlere Winkel. Die Differenz ist aber nicht sehr bedeutend. Bei der Geigerschen Anordnung (punktförmige Strahlenquelle — kreisförmige Öffnung) liegt es nahe, den wahrscheinlichsten Winkel als Maß zu verwenden. Die Anordnung, wie sie in dieser Untersuchung verwendet wurde, legt dagegen die Wahl des mittleren Winkels näher. Dieser ist von Zufälligkeiten in der Form der Kurven (Fig. 5) unabhängiger als der wahrscheinliche, erfordert aber Beobachtungen über ein größeres Gebiet. Die hier gefundenen Resultate stimmen mit denen Geigers in weitgehender Weise überein. Die Quotienten aus wahrscheinlichstem Winkel und Bremswirkung einer Folie nennt Geiger „Zerstreuungskoeffizienten". Dieser gibt ein Maß für die Zerstreuung der einzelnen Materialien. Dieser Koeffizient K ist nach Geiger proportional der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht. Nehmen wir nun in Fig. 6 die Abszissen, die für jedes Material 1 cm Bremswirkung entsprechen und nennen die dazu gehörigen Ordinaten ebenfalls „Zerstreuungskoeffizienten", so gilt auch für diese Zahlen Proportionalität mit der Wurzel aus dem Atomgewicht. Zum Vergleich seien die Werte in Tabellenform wiedergegeben (A = Atomgewicht, K = Zerstreuungskoeffizient).

		Geiger		Verfasser	
	A	K	$K/\sqrt{A}$	K	$K/\sqrt{A}$
Platin	195	—	—	2,6°	0,19
Gold	197	2,1°	0,150	2,4	0,17
Zinn	119	1,5	0,138	—	—
Silber	108	1,5	0,144	2,8	0,27
Kupfer	64	1,1	0,138	1,9	0,24
Aluminium . . .	27	0,6	0,115	1,3	0,25
Glimmer[2])	19	—	—	1,0	0,23

1) H. Geiger, l. c.

2) Das mittlere Atomgewicht des Glimmers (Muscovit) ist aus seiner chemischen Zusammensetzung berechnet.

Daß die Werte für K hier an und für sich größer sind als bei Geiger, rührt, abgesehen vom Unterschiede zwischen mittlerem und wahrscheinlichstem Winkel, daher, daß die α-Strahlen des Poloniums geringere Anfangsgeschwindigkeit haben als die des RaC.

Bemerkenswert ist auch, daß eine nichtmetallische Substanz, Glimmer sich vollkommen in der Reihe der Metalle einfügt.

Die lineare Abhängigkeit der Zerstreuung von der Foliendicke und das abweichende Verhalten dünner Folien ist auch von Geiger festgestellt worden. Er hat auch das theoretische Wurzelgesetz für dünne Folien bereits aufgestellt, aber quantitativ nicht sehr genau bestätigen können. Das ist hier für dünne Silberfolien in ausreichender Weise geschehen.

Sieht man von der jedenfalls geringen Differenz zwischen mittlerem und wahrscheinlichstem Winkel ab, so läßt sich aus dem Vergleich der Größe K auch ein Schluß auf die Abhängigkeit der Zerstreuung von der Geschwindigkeit ziehen. Die Anfangsgeschwindigkeit der α-Teilchen von RaC ist $2{,}06 \cdot 10^9$ cm/sec. Nun befand sich bei der Geigerschen Anordnung vor der Strahlenquelle ein Glimmerblättchen von 1,46 cm Bremswirkung. Dadurch ist die in Betracht kommende Ausgangsgeschwindigkeit herabgesetzt auf $1{,}92 \cdot 10^9$ cm/sec, nach Zurücklegung von 1 cm in Luft ist sie $1{,}80 \cdot 10^9$ cm/sec. Der Mittelwert ist $v = 1{,}86 \cdot 10^9$. Für Polonium ergibt dieselbe Rechnung $v = 1{,}54 \cdot 10^9$ cm/sec.

Es ergibt sich dann folgende Tabelle:

	Geiger ($v = 1{,}86 \cdot 10^9$)		Verfasser ($v = 1{,}54 \cdot 10^9$)	
	K	$K \cdot v^3$	K	$K \cdot v^3$
Gold	$2{,}1^0$	136	$2{,}4^0$	88
Silber	1,5	97	2,8	102
Kupfer	1,1	71	1,9	70
Aluminium	0,6	39	1,3	47

Die ungefähre Übereinstimmung der Produkte $K \cdot v^3$ für jedes einzelne Metall läßt den Schluß zu, daß die Zerstreuung umgekehrt proportional ist der dritten Potenz der Geschwin-

digkeit, eine Folgerung, die auch Geiger gefunden hat und die mit der auf p. 31 durchaus im Einklang steht. Ein genaues Gesetz läßt sich hieraus natürlich nicht ableiten, weil einmal die Größe K in beiden Fällen nicht ganz dasselbe bedeutet und außerdem mit einem Mittelwert v gerechnet werden mußte.

VIII. Anwendung auf die Theorien.

Vergleichen wir nun die Resultate mit den aus den theoretischen Formeln (6) und (8) errechneten Werten, so ergibt sich für den Atomzerstreuungswinkel δ in Graden

	δ beob.	δ ber. aus (6)	δ ber. aus (8)
Gold	$2{,}3 \cdot 10^{-2}$	$1{,}8 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-3}$
Silber	$2{,}3 \cdot 10^{-2}$	$2{,}5 \cdot 10^{-2}$	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$
Aluminium	$4{,}4 \cdot 10^{-3}$	$3{,}0 \cdot 10^{-2}$	$2{,}6 \cdot 10^{-3}$

Falls also die Voraussetzungen der Formel (6) zutreffen, macht die Wärmezerstreuung nur einen unmeßbar kleinen Bruchteil der Gesamtzerstreuung aus. Dagegen zeigen die Werte für δ aus (8), daß sie mit den beobachteten wohl vergleichbar sind. Auch hier beträgt die Wärmezerstreuung nur einen Bruchteil der ganzen, für Gold und Silber ungefähr $^1/_{20}$, für Aluminium $^1/_2$. Dieser Bruchteil ist dann proportional der zweiten Wurzel aus der absoluten Temperatur. Bei der experimentellen Prüfung mißt man nun aber nicht diesen Bruchteil, sondern nur wieder seinen Temperaturkoeffizienten, der dann im Vergleich zur Gesamtzerstreuung viel kleiner ist. So ist es wohl möglich, daß trotz der bisherigen Ergebnislosigkeit der experimentellen Untersuchung eines Temperaturkoeffizienten doch ein solcher besteht. Es beträgt für Gold und Silber unter diesen Annahmen die Änderung der Gesamtzerstreuung innerhalb des verwendeten Temperaturintervalles nur etwa 3 Proz., bei Aluminium mehr, und hier sind tatsächlich auch am ehesten solche Andeutungen vorhanden. Es ist also sehr wohl möglich, daß ein Teil der Zerstreuung auf der Annahme der Molekularbewegung der durchdrungenen Materie durch die α-Teilchen beruht. Die Formeln (6) und (8) und die obige Tabelle

zeigen, daß die Temperaturzerstreuung mit abnehmendem Atomgewicht wächst. Die Gesamtzerstreuung nimmt dagegen mit abnehmendem Atomgewicht ab. Der prozentuale Anteil der Wärmezerstreuung ist also am größten bei Substanzen mit kleinem Atomgewicht zu erwarten.

Wenden wir nun noch die einzelnen Theorien auf die gefundenen Resultate an. Die Formel (9) von Riecke ist infolge der Unsicherheit der einzusetzenden Werte nicht ohne weiteres verwendbar.

Die Formel (12) von Thomson für den Atomzerstreuungswinkel Θ erlaubt, wenn man für Silber das experimentell gefundene $\Theta = 0{,}023^0$ einsetzt, die Zahl N_0 der Elektronen im Atom zu bestimmen. Es wird $N_0 = 59$.

Falls die Vorstellung, die Zahl der Elektronen im Atom sei gleich dem halben Atomgewicht, richtig ist, so würde dieses Resultat auf die Brauchbarkeit der Thomsonschen Formel schließen lassen.

Auch Formel (13) von Rutherford gestattet bei bekannter Größe der Zerstreuung die Berechnung der Elektronenzahlen. Wenn man annimmt, daß der dort definierte Winkel Φ ungefähr mit dem Zerstreuungskoeffizienten übereinstimmt, so folgt aus Formel (13):

	A = Atomgewicht	N = Elektronenzahl im Atom
Platin	195	86
Gold	197	82
Silber	108	78
Kupfer	64	49
Aluminium	27	28
Glimmer	19	18

Die Zahlen stimmen in der Größenordnung mit dem Atomgewicht überein. Ob nun $N = A$ oder $= A/2$ zu setzen ist, läßt sich dadurch nicht entscheiden.[1])

1) *Nachträgliche Anmerkung bei der Korrektur:* Die Herren Geiger und Marsden kommen in einer Abhandlung (Wien. Ber. 121. Abt. IIa. p. 2361ff. 1912), die mir erst jetzt bekannt wird und die sich auf Ablenkungen um große Winkel bezieht, ebenfalls zum Resultat, daß die Elektronenzahl im Atom von der Größenordnung des Atomgewichts ist. Sie finden $N = A/2$. Die Schwierigkeit, welche die Verfasser hatten,

IX. Zusammenfassung.

Es wurde die theoretische Möglichkeit dargetan, daß die Zerstreuung der α-Strahlen (Scatteringeffekt) mit wachsender Temperatur zunimmt. Experimentell konnte eine solche Zunahme nicht sicher festgestellt werden. Es kann dies daran liegen, daß die „Wärmezerstreuung“ nur einen Bruchteil der Gesamtzerstreuung ausmacht, wie ein Vergleich der theoretischen und der beobachteten Werte ergibt, so daß der Temperaturkoeffizient der Gesamtzerstreuung in der Grenze der Beobachtungsfehler bleibt.

Ferner wurden nach der Szintillationsmethode Zerstreuungskurven für Folien verschiedenen Materials und verschiedener Dicke bei gewöhnlicher Temperatur aufgenommen. Hierbei wurden die α-Strahlen des Poloniums verwendet. Die gefundenen Gesetzmäßigkeiten sind ähnlich wie die von Geiger festgestellten.

Messungen der Zerstreuung wurden auch photographisch ausgeführt. Bei den Vorversuchen ergab sich eine neue Methode der Sichtbarmachung der Bahnen der α-Teilchen durch die von ihnen hervorgerufenen Punktreihen (vgl. Reinganum, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. l. c.).

Die gefundenen Zahlenwerte wurden auf die Theorien von Thomson und Rutherford angewendet und führen zu dem Ergebnis, daß die Elektronenzahl im Atom von der Größenordnung des Atomgewichtes ist.

Es sei mir auch an dieser Stelle gestattet, Hrn. Professor Reinganum, auf dessen Anregung die vorliegende Arbeit ausgeführt wurde, für das lebhafte Interesse und die stete Förderung, die er der Untersuchung zuteil werden ließ, meinen herzlichen Dank auszusprechen. Ebenso danke ich Hrn. Geheimrat Professor Himstedt für die freundliche Überlassung der Hilfsmittel des physikalischen Instituts.

---

eine genügende Zahl von Szintillationen zu erhalten, zeigt wohl deutlich den Vorteil unserer Versuchsanordnung mit Spalt und linienförmigen Präparaten.